

봉다발 온도장 해석을 위한 난류 Prandtl 수 모델 개발

Modeling of the Turbulent Prandtl Number for Rod Bundle Temperature Field Analysis

허병길, 정창현
서울대학교
서울특별시 관악구 신림동 산 56-1

김 신
제주대학교
제주도 제주시 아라동 1번지

박원석
한국원자력연구소
대전광역시 유성구 덕진동 150

요 약

봉다발 내부의 열유동장을 해석하기 위한 난류 Prandtl 수 모델을 제시하였다. 기존의 난류 Prandtl 수에 대한 연구는 원형관이나 평판과 같이 단순한 기하구조에 국한되어있어 이차 유동이 존재하며 난류강도가 강한 비등방성을 띠는 봉다발 구조에 적용시키기가 적합하지 않다. 따라서, P/D와 Péclet 수의 영향과 위치 의존적인 비등방성을 고려한 난류 Prandtl 수 모델을 개발하여 Nusselt 수를 실험 결과와 비교분석하였다. 분석 결과 기존의 상수로 취급하던 난류 Prandtl 수 모델보다 실험 결과에 더 잘 부합되는 결과를 이끌어내었다. 특히 분자 Prandtl 수가 매우 작은 경우에는 기존의 모델보다 월등히 잘 예측된 결과가 나왔다.

Abstract

The new turbulent Prandtl number model(Pr_t model) for the analysis of the temperature field in rod bundle array was proposed. The previous studies on Pr_t model had been limited to the simple geometries such as circular tubes and flat plates. But, these models could not be applied to rod bundle array where the secondary flow and the anisotropy of strong turbulence intensity existed. Therefore, the new Pr_t model considering the effect of P/D, Peclet number and the space-dependent anisotropy factor was developed. The calculation results of Nusselt number were compared with those of related experimental data. The new Pr_t model well predicted the experimental data more than the model of constant turbulent Prandtl number($Pr_t=0.9$). Especially, the results for low molecular Prandtl number showed excellent agreement with those of experiment.

1. 서론

대부분의 상용 원자로의 핵연료집합체는 봉다발 형태를 갖는다. 봉다발 내 유체 유동과 열전달 과정은 매우 복잡한 현상으로 이러한 현상을 자세히 이해하는 것은 원자로 설계 및 안전성 분석에 매우 중요하다. 이러한 열수력학적 해석을 정확히 수행하기 위해서는 핵연료집합체 부수로(subchannel) 내에서의 온도장에 대한 상세한 정보가 요구되며, 이에는 유동장에 관한 자세한 지식이 필수적이다.

봉다발 유동장은 원형관이나 평판과 같은 단순한 기하구조의 유동장에서는 관측되지 않는 이차 유동(secondary flow)이 존재하며 난류강도(turbulence intensity)가 강한 비등방성(anisotropy)을 나타내는 것으로 알려져 있다. 이와 같은 비-원형관 난류 유동장에서 나타나는 특성이외에도, 봉다발 유동장에서는 다른 특이한 난류 현상이 발생하는 것으로 알려져 있다. 20여 년간 봉다발 난류 유동장에 대한 실험을 수행해온 독일 Karlsruhe 연구소의 연구결과에 의하면 봉다발 난류 유동장에서는 봉다발 사이의 간극을 가로지르는 방향으로 주기적인 와류 구조가 존재한다[1,2]. 이는 단순 유동장에서 뿐만 아니라 비원형 유동장에서도 관찰되지 않는 봉다발 유동장만의 특성이다.

봉다발 난류 열유동장을 해석할 때 가장 중요한 모델은 난류 확산도 모델이다. 그러나, 봉다발 유동장의 주요한 특징인 난류 확산의 비등방성으로 인해 단순 유동장에서 개발된 일반적인 난류 확산도 모델은 사용할 수 없는 데다가 모델을 개발하는 데에 많은 어려움이 있으나 운동량에 대한 난류 확산도 즉, 와류 점도(eddy viscosity)에 대해서는 비교적 오랜 연구가 수행되어 왔으며 어느 정도는 성과를 거두고 있다고 할 수 있다. 하지만 난류 열 확산도 또는 난류 열 확산도에 대한 난류 운동량 확산도의 비를 나타내는 식(1)과 같이 정의되는 난류 Prandtl 수에 대해서는 연구가 거의 전무하여 그저 난류 모델에서 제시하는 상수를 사용하고 있는 실정이다.

$$Pr_T = \frac{\epsilon_M}{\epsilon_H} = \frac{\overline{u'v'} \frac{\partial T}{\partial y}}{t'v' \frac{\partial u}{\partial y}} \quad (1)$$

난류 Prandtl 수는 매우 전통적인 주제 중 하나로 오래 전부터 많은 연구가 수행되어져 왔으나 대부분 원형관이나 평판 사이 유동에 국한된 것들로 연구 결과가 바로 봉다발 열유동장에 적용될 수 있을지는 매우 의문시된다. 따라서, 본 연구의 목적은 그림 1과 같은 삼각, 사각 봉다발 구조의 열유동장 계산에 적용할 수 있는 난류 Prandtl 수 모델을 개발하는 것이다.

2 수치 해석

실험적인 증거들을 기초로 난류 Prandtl 수를 위치의 함수로 가정하였으며, 벽면에 수직한 방향과 수평한 방향에 대해 서로 다른 값을 가지도록 비등방성을 나타내도록 하였다. 또한 봉다발 난류 구조는 P/D에 매우 민감하게 의존하므로 난류 Prandtl 수 역시 P/D에 많은 영향을 받을 것으로 예상되어 P/D의 영향을 고려되도록 모델을 구성하였으며, 분자 Prandtl 수에 대한 의존도를 반

영할 수 있도록 하였다. 또한, 유한 요소법(Finite element method)을 이용한 부수로 열유동장 상세 해석 코드를 사용하여 난류 열유동장을 수치적으로 모사하였다. 난류 모형으로는 Lam-Bremhorst 저-Reynolds 수 $k-\epsilon$ 모형을 사용하였다[3]. 벽면 경계조건으로 흔히 사용되는 벽법칙(law of the wall) 대신에 계산영역을 벽면까지 확장하여 미끄러짐이 없다는 조건(no-slip condition)을 채택하였다[4]. 또한, 봉다발 유동장의 주요 특징 중의 하나인 난류 확산의 비등방성을 고려하기 위하여 유동맥동 현상에 기초해서 평가된 Kim and Park의 비등방성 인자 평가식을 수정하여 사용하였다[5,6]. 즉, Kim and Park은 부수로 중심에서 비등방성이 사라진다고 보았으나 여기에서는 중심에서도 여전히 비등방성이 존재한다고 보았으며 그 크기를 2로 간주하였다. 부수로는 지지격자 등의 방해물이 없으며 무한히 배열된 것으로 가정하였다. 그리고, 유동장은 축 방향으로 완전히 발달한 비압축성 단상유동(single-phase flow)이며 유체의 물리적 특성은 상수로 가정하였다. 제안된 난류 Prandtl 수 모델을 사용하여 얻은 Nusselt 수를 잘 알려진 상관식과 비교하여 제안된 모델의 유용성을 입증하였다.

2-1. 해석에 사용된 방정식계

부수로의 유동장을 해석하기 위하여 사용한 지배 방정식은 다음과 같으며 실험 상수는 표 1과 같다.

(a) 축 방향 운동량 방정식(axial momentum equation)

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}[(\nu\delta_{ij} + \nu_{ij})\frac{\partial U_j}{\partial x_j}] = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_3} \quad (2)$$

(b) 에너지 방정식(energy equation)

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}[(\nu\delta_{ij}/Pr + \nu_{ij}/Pr_{Tij})\frac{\partial T}{\partial x_j}] = -U_3\frac{\partial T}{\partial x_3} \quad (3)$$

(c) 난류 운동에너지 방정식 : k -방정식

(turbulent kinetic energy equation : k -equation)

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}[(\nu\delta_{ij} + \nu_{ij}/\sigma_k)\frac{\partial k}{\partial x_j}] = P_k - \epsilon, \quad (4)$$

$$P_k = -\frac{u_i u_j}{\nu} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{u_1 u_3}{\nu} \frac{\partial U_3}{\partial x_1} - \frac{u_2 u_3}{\nu} \frac{\partial U_3}{\partial x_2} \quad (5)$$

(d) 난류 운동에너지 소산율 방정식 : ϵ -방정식

(turbulent kinetic energy dissipation rate equation : ϵ -equation)

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}[(\nu\delta_{ij} + \nu_{ij}/\sigma_\epsilon)\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}] = C_{\epsilon 1} f_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} f_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (6)$$

표 1. k-ε 난류 모델의 실험 상수

C_μ	σ_k	σ_ϵ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92

2-2. Lam and Bremhorst 의 저-Reynolds 수 모델

벽면 근처에서의 감쇠를 고려한 와류 점성은

$$\nu_T = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (7)$$

으로 표현된다. 와류 점성에 대한 감쇠 인자(damping factor)는

$$f_\mu = \left(1 - A_{\epsilon\mu} \exp(-B_{\epsilon\mu} R)\right)^2 \left(1 + \frac{D_{\epsilon\mu}}{R_t}\right), \quad (8)$$

$$R = \frac{k^{1/2} y}{\nu}, \quad R_t = \frac{k^2}{\epsilon \nu}$$

을 사용하며, 난류 운동 에너지 소산율(turbulent kinetic energy dissipation rate)의 생성항과 소산항에 대한 감쇠 인자로

$$f_{\epsilon 1} = 1 + \left(\frac{A_{\epsilon 1}}{f_\mu}\right)^3, \quad f_{\epsilon 2} = 1 - A_{\epsilon 2} [\exp(-B_{\epsilon 2} R_t)]^2 \quad (9)$$

을 사용한다. 실험 상수는 각각 $A_{\epsilon 1} = 0.05$, $A_{\epsilon 2} = 1.0$, $A_{\epsilon\mu} = 1.0$, $B_{\epsilon 1} = 1.0$, $B_{\epsilon 2} = 0.0165$, $D_{\epsilon\mu} = 20.5$ 이다[3].

2-3. 비등방성 와류점성 모형

$\overline{u_i u_j}$ 에 대해서는 와류 점성의 비등방성을 고려하기 위하여 비등방성 인자 n 을 도입하여 표현된

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (\nu_{ij} = 0 \text{ for } i \neq j) \quad (10)$$

$$\nu_{11} = \nu_T, \quad \nu_{22} = n \nu_T$$

을 사용하며, 비등방성 인자 n 은 Kim and Park의 모형을 수정하여 사용하였다:

$$n(r, \theta) = \left[\frac{\delta \bar{n}}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{\delta y^+}{Re^+}\right)^2\right\} + 1 \right]^{(1-\theta/\theta_{max})} + 1, \quad (11)$$

$$\frac{n}{n} = \frac{1 + a_x b \frac{(z_{FP}/D)(\delta/D)}{g/D} Str}{1 + a_y (z_{FP}/D) Str}. \quad (12)$$

Kim and Park은 부수로 중심에서 비등방성이 사라진다고 보았으나 여기에서는 중심에서도 여전히

히 비등방성이 존재한다고 보았으며 그 크기를 2로 간주하였다. y^+ 와 Re^+ 는

$$y^+ = \frac{yu^+}{\nu}, \quad Re^+ = \frac{u^+ D_H}{\nu} \quad (13)$$

이다.

2-4. 난류 Prandtl 수 모델링

가. 공간 분포 및 비등방성에 대한 고찰

봉다발 구조에서 난류 Prandtl 수를 측정한 실험은 아마도 Meyer와 Krauss가 유일할 것이다 [1,2]. 그들이 삼각 배열 봉다발 구조에서 수행한 실험에 의하면 난류 Prandtl 수는 반경방향에 대해 거의 선형적인 거동을 보인다. 또한 간극으로부터의 각도 θ 가 증가할수록 r 방향 Pr_T 는 줄어든다.(본 연구에서는 간극이 $\theta=0^\circ$ 이다.) Meyer와 Krauss의 실험 결과를 비교해 보면, 대체적인 난류 Prandtl 수의 거동은 유사하지만 Meyer가 Krauss에 비해 전반적으로 난류 Prandtl 수를 높게 측정하였음을 알 수 있다. 본 연구에서는 최근의 실험 결과인 Krauss의 결과를 바탕으로 논의 하도록 한다.

만일 Krauss의 실험 결과를 받아들이기로 한다면, 난류 Prandtl 수는 $y/\hat{y}=1$ 에서 $Pr_T \approx 1$ 을 나타낸다. 따라서, 벽 근처에서의 난류 Prandtl 수 값을 고려하여 반경 방향 Pr_T 를 다음과 같은 선형 함수로 근사할 수 있을 것이다:

$$0 \text{ deg} : Pr_T \sim -1.5 \frac{y}{\hat{y}} + 2.5$$

$$30 \text{ deg} : Pr_T \sim -1.0 \frac{y}{\hat{y}} + 2.0$$

즉,

$$Pr_{Tr} \sim a \frac{y}{\hat{y}} + b \quad (14)$$

단,

$$a = \frac{0.5}{\theta_{max}} \theta - 1.5, \quad b = -\frac{0.5}{\theta_{max}} \theta + 2.5.$$

여기에서 Pr_{Tr} 은 반경 방향 Pr_T 를 나타낸다. 그리고, \hat{y} 는 벽면에서 최대 속도선까지 거리로 정의되는 프로파일 길이(profile length)이다.

앞에서 살펴보았듯이 실험 자료에 의하면 난류 Prandtl 수는 봉다발 유동장에서 비등방성을 나타내는 것으로 보인다. 물론, 실험 자료가 삼각 봉배열에 대한 것이어서 사각 배열의 경우에도 동일한 비등방성을 나타낼 지는 의문이다. 그러나 적어도 삼각 배열의 경우에는 두 실험 모두에서 일관되게 비등방성을 나타낸다.

Krauss는 수평 방향에 대한 난류 Prandtl 수에 대한 결과는 제시하지 않고 있어 수평 방향에

대해서는 Meyer의 결과를 참고하기로 한다. Meyer에 의하면 θ 방향 Pr_T 는 1.5 정도의 값을 가지며 위치에 따른 변화가 뚜렷이 나타나지 않는다. 그런데, r 방향 Pr_T 를 Krauss의 결과와 비교할 때 Meyer의 실험 결과가 1.5배 가량 큰 값을 제시하고 있으므로, θ 방향 Pr_T 를 1.0으로 가정하기로 한다:

$$Pr_{T\theta} \sim 1. \quad (15)$$

그러나, 불행히도 사각 배열에 대한 실험 자료는 알려진 것이 없다. 사각 배열에서의 난류 Prandtl 수는 삼각 배열에서의 것과 같을 수도 그렇지 않을 수도 있다.

한편, 벽면에 매우 근접한 곳에서는 측정이 거의 불가능하여 벽층에서의 난류 Prandtl 수 거동을 실험적으로 얻기란 사실상 불가능하다. Meyer와 Krauss의 두 실험에서도 측정 점이 가장 가까이 벽에 도달한 위치는 $y^+ \sim 90$ 정도로 벽으로부터 상당한 거리에 위치하며 난류는 이미 대수 영역(logarithmic region)에 속해 있다고 보아야 할 것이다. 따라서, 벽면에 인접한 영역에서의 난류 Prandtl 수 정보는 DNS 결과에 의존할 수밖에 없는데, 평판에 대한 DNS 결과에 의하면 이곳에서 난류 Prandtl 수는 0.9 정도로 일정한 값을 나타낸다[10]. 비록 봉다발 유동장에 대한 DNS 결과는 없으나 벽면에 매우 근접한 곳에서는 평판에서의 거동과 매우 유사할 것으로 기대되므로 난류 Prandtl 수로 상수 0.9를 참고 값으로 사용하기로 한다.

나. 모델링

난류 Prandtl 수는 앞에서 언급했듯이 위치에 의존할 뿐만 아니라 분자 Prandtl 수에도 상당히 민감하게 의존하는 것으로 알려져 있다. 또한 봉다발 유동장의 난류 구조는 봉다발의 기하 구조 즉, P/D에 상당히 영향을 많이 받는다. 따라서, 봉다발 구조에 적합한 난류 Prandtl 수 모델은 이때개변수들에 대한 의존도가 반영되어야 한다.

우선 분자 Prandtl 수에 따른 난류 Prandtl 수의 변화 경향을 살펴보면 엄밀하게 말해 Péclet 수의 함수이며, Péclet 수가 증가하면 난류 Prandtl 수는 감소하는 경향을 보인다. 따라서, 모델은 Péclet 수가 증가함에 따라 난류 Prandtl 수가 감소하는 형태를 함수를 가진다. 한편, 저 Prandtl 수 유체에 대한 난류 Prandtl 수 모델들은 주로 참고값(reference value)에 Prandtl 수에 대한 효과를 보정하기 위해 부가항으로 Péclet 수에 대한 항을 두고 있는 경우가 많다. Yakhot 등의 해석 결과와 VANTACY-II에서 채택한 수정 난류 Prandtl 수 모델에서도 예를 찾을 수 있다[7-9].

봉다발 유동장의 기존의 난류 Prandtl 수 연구에서는 고려하지 않았던 기하 변수인 P/D가 중요한 변수이므로 이를 고려한다. 단편적인 실험결과이기는 하나 Krauss가 P/D=1.12 와 P/D=1.06 에 대해 실험한 결과에 의하면 P/D=1.06 인 경우가 보다 큰 난류 Prandtl 수를 나타내고 있다[2]. 따라서, 모델에서는 P/D가 감소할수록 난류 Prandtl 수가 증가하도록 구성하였다.

위와 같은 결과를 바탕으로 제안되어진 난류 Prandtl 수 모델은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
y^+ \leq 75 : & \begin{cases} Pr_{Tr} = 0.9^{f(Pr)} + g(Pr, P/D) \\ Pr_{Tb} = 0.9^{f(Pr)} + g(Pr, P/D) \end{cases} \\
y^+ > 75 : & \begin{cases} Pr_{Tr} = \left[a \left(\frac{y^+}{y} \right) + b \right]^{f(Pr)} + g(Pr, P/D) \\ Pr_{Tb} = 0.9^{f(Pr)} + g(Pr, P/D) \end{cases}
\end{aligned} \tag{16}$$

단,

$$\begin{aligned}
\text{for } Pr > 0.5 \text{ in a square array} & \begin{cases} a = 0.0, \\ b = 0.9 \end{cases} \\
\text{otherwise} & \begin{cases} a = 0.5\theta/\theta_{\max} - 1.5, \\ b = -0.5\theta/\theta_{\max} + 2.5 \end{cases}
\end{aligned}$$

$$f(Pr) = 3.0 - 0.2 \ln(Pr), \quad g(Pr, P/D) = \frac{100}{Pr(P/D-1)^2}.$$

여기에서, θ_{\max} 는 단위 부수로에서의 최대 각으로 삼각 배열에서는 $\pi/6$, 사각 배열에서는 $\pi/4$ 이다.

3. 난류 Prandtl 수 모델 검증

본 연구에서 사용된 코드는 Kim and Park의 연구[6]에서 개발된 것이나 비등방성 인자가 수정되어 온도장 해석에 앞서 우선 수정된 표현식을 검증하기 위해 벽면 전단응력 분포에 대한 결과를 Karlsruhe 연구소의 실험결과와 그리고, VANTACY-II를 이용한 계산 결과와 비교하였다[1]. 그림 2는 P/D=1.12인 삼각배열에서 Re=66,000 일 때 벽면전단응력 분포를 나타낸 것이다. 본 연구의 결과가 전단응력 분포를 잘 예측하고 있으며 특히, VANTACY-II 코드로 예측한 결과와 거의 같은 결과를 보이므로 본 모델의 타당성은 검증되었다.

본 연구에서 제안된 난류 Prandtl 수 모델을 이용하여 벽면 온도 분포를 예측하였다. 비교대상은 Meyer의 실험결과이며, 실험에서 부여한 열속은 13.7 kW/m^2 이었다[1]. 그림 3에서 보듯이 흔히 사용하는 난류 Prandtl 수 모델($Pr_t=0.9$)을 사용하여 예측한 결과보다 온도차가 실험결과에 근접한 값을 가졌다. 봉다발 온도장에 대한 실험이 충분하지 않아 많은 다양한 자료와 비교하지는 못했으나 제안된 난류 Prandtl 수 모델이 기존의 모델에 비해 향상된 온도장 예측 능력을 보이고 있음을 알 수 있다.

본 연구에서는 제안된 난류 Prandtl 수 모델이 전반적인 열전달 거동을 제대로 예측하는지를 보기 위해 다양한 P/D와 Reynolds 수에 대해 평균 Nusselt 수를 계산하여 실험자료와 비교하였다. 실험적인 Nusselt 수 상관식은 우선 분자 Prandtl 수에 따라 다른 상관식을 제시하였다. 우선 Prandtl 수가 1 근처인 유체에 대해서는 Todreas and Kazimi가 추천한 Presser의 상관식을 참고 상관식으로 채택하였다.[10] Presser는 봉 배열에 따라 서로 다른 상관식을 제시하고 있는데, Dittus-Boelter 상관식에 보정 인자를 곱한 형태를 제안하고 있다.

$$Nu = \phi Nu_{DB} \quad (23)$$

단, Dittus-Boelter 상관식 Nu_{DB} 는

$$Nu_{DB} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \text{ when the fluid is heated} \quad (24)$$

$$Nu_{DB} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.3} \text{ when the fluid is cooled}$$

여기에서, 보정인자 ϕ 는 봉 배열의 기하구조 즉, P/D의 함수 형태를 띠고 있다.

(a) 사각 배열에 대해

$$\phi = 0.9217 + 0.1478P/D - 0.1130e^{-7(P/D-1)} \quad (25)$$

$$1.05 \leq P/D \leq 1.9$$

(b) 삼각배열에 대해

$$\phi = 0.9090 + 0.0783P/D - 0.1283e^{-2.4(P/D-1)} \quad (26)$$

$$1.05 \leq P/D \leq 2.2$$

한편, 봉다발 구조에서 액체 금속에 대한 Nusselt 수 실험 상관식으로는 Nusselt 수를 P/D와 Péclet 수의 함수로 본 Modified-Schad 상관식을 사용하였다[11]. 그리고 유효 P/D 범위는 $1.1 \leq P/D \leq 1.5$

(a) $150 \leq Pe \leq 1000$,

$$Nu = [-16.15 + 24.96(P/D) - 8.55(P/D)^2] Pe^{0.3} \quad (27)$$

(b) $Pe \leq 150$,

$$Nu = 4.496[-16.15 + 24.96(P/D) - 8.55(P/D)^2] \quad (28)$$

본 연구에서 제안된 난류 Prandtl 수 모델을 이용하여 수치적으로 얻은 Nusselt 수와 이상의 참고 상관식이 제시하는 Nusselt 수를 비교하였다. 그림 4에서 (b)와 (d)는 각각 사각 봉 배열과 삼각 봉 배열에서 $Pr=0.707$ 일 때 Nusselt 수를 비교한 결과를 나타내고 있다. Prandtl 수가 0.707 인 경우에는 난류 Prandtl 수를 0.9로 놓았을 때에도 전반적인 열전달 거동을 잘 예측하는 것으로 나타났다. 사각 배열인 경우에는 본 연구에서 제안된 모델이 Nusselt 수를 약간 과소 평가하고 있으며 삼각 배열의 경우에는 $Pr_f=0.9$ 가 Nusselt 수를 다소 과대 평가하지만 제안된 모델은 상대적으로 Nusselt 수를 정확히 예측하고 있음을 알 수 있다. 한편, Prandtl 수가 매우 작은 경우에는 차이가 매우 심하다. 그림 4의 (a)와 (c)에서 볼 수 있듯이 $Pr_f=0.9$ 은 Nusselt 수 예측에 완전히 실패하고 있음을 알 수 있다. 반면에, 본 연구에서 제안된 모델을 이용한 수치 해석 결과는 Nusselt 수를 매우 훌륭히 예측하고 있음을 볼 수 있다. 사실상 이는 미리 예견될 수 있는 것이다. 많은 실험 증거들이 알려주듯이 난류 Prandtl 수는 분자 Prandtl 수가 작아질수록 1에서 많이 벗어나며 1보다 큰 값을 가진다. 따라서, Reynolds 유추에 기본을 둔 $Pr_f=0.9$ 라는 가정은 액체 금속의 경우에는 잘못된 결과를 낳을 수 밖에 없다.

4 결론

본 연구의 목표는 봉다발 난류 열유동장 수치 해석에 사용될 수 있는 난류 Prandtl 수 모델을 개발하는 것이다. 기존의 난류 Prandtl 수 모델은 모두 원형관이나 평판과 같은 단순 유동장에 대한 것으로 봉다발 구조에 적용하기는 곤란하였다. 따라서, 비록 제한적이기는 하지만 봉다발 난류 열유동장에 대한 난류 Prandtl 수 실험 결과와 기본적인 난류 Prandtl 수 거동에 대한 기존의 연구들을 분석하여 봉다발 구조에 사용될 수 있는 난류 Prandtl 수 모델을 개발하였다. 또한 난류 Prandtl 수가 위치의 함수이며 P/D에 영향을 받으며 비등방성을 띠고 있다는 것을 개발된 모델의 열유동장의 상세해석을 통해 검증하였다.

따라서, 본 연구에서 개발된 난류 Prandtl 수 모델과 이 모델을 채용한 상세해석 코드는 원자로 심 열수력 설계 및 상세 해석에 유용하게 사용될 수 있을 것으로 판단되며 특히, 분자 Prandtl 수가 낮은 경우에도 적용이 가능하여 사용후 핵연료의 장수명 핵종 소멸 처리를 위해 연구가 진행되고 있는 핵변환로의 냉각재 선정 및 핵연료 설계에 기여할 수 있을 것으로 생각된다.

5. 참고 문헌

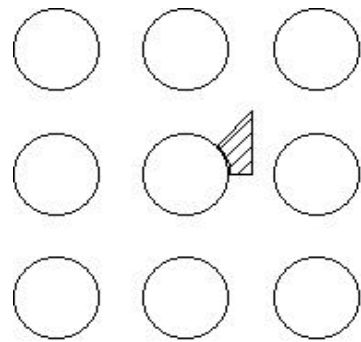
- [1] Meyer, L., "Measurements of Turbulent Velocity and Temperature in a Central Channel of a Heated Rod Bundle," KFK 4818, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1991.
- [2] Krauss, T., Meyer, L., "Characteristics of Turbulent Velocity and Temperature in a Wall Channel of a Heated Rod Bundle," *Exp. Thermal Fluid Sci.*, Vol. 12, 1996, pp. 75-86.
- [3] Lam, C.K.G., Bremhorst, K., "A Modified Form of The $k-\epsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence," *J. Fluids Eng.*, Vol. 103, 1981, pp. 456-460.
- [4] Slagter, W., "Finite Element Solution of Axial Turbulent Flow in A Bare Rod Bundle Using A One-Equation Turbulence Model," *Nucl. Sci. Eng.*, Vol. 82, 1982, pp. 243-259.
- [5] Kim, S., Park, G.-C., "Estimation of Anisotropic Factor and Turbulent Mixing Rate in Rod Bundles Based on Flow Pulsation Phenomenon," *Nucl. Technol.*, Vol. 117, No. 3, 1997, pp. 340-352.
- [6] Kim, S., Park, G.-C., "Analysis of Turbulent Mixing in Rod Bundles with an Anisotropic Turbulent Diffusion Model Based on the Flow Pulsation Phenomenon," *Nucl. Technol.*, Vol. 122, No. 3, 1998, pp. 284-294.
- [7] Yakhot, V., Orszag, S.A., Yakhot, A., "Heat Transfer in Turbulent Fluids - I: Pipe Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, No. 1, 1987, pp. 15-22.
- [8] Zeggel, W., Monir, C., "Prediction of Natural Mixing in Tightly Packed Seven-Rod Bundles," *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 126, 1991, pp. 361-377.
- [9] Jischa, M., Rieke, H.B., "About the Prediction of Turbulent Prandtl and Schmidt Numbers from Modeled Transport Equations," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, 1979, pp. 1547-1555.

[10] Kasagi, N., Ohtsubo, Y., "Direct Numerical Simulation of the Low Prandtl Scalar Field in a Two-Dimensional Turbulent Channel Flow," Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows, Tech. Univ. of Munich, II-11, Sept. 1991, pp. 9-11.

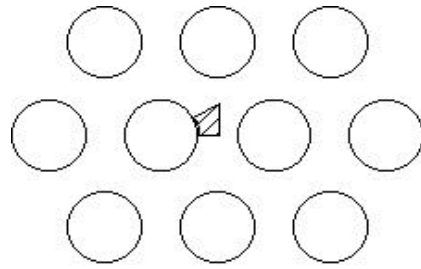
[11] Todreas, N.E., Kazimi, M.S., *Nuclear Systems I, II - Thermal Hydraulic Fundamentals*, Hemisphere Publishing Co., 1990,

인용부호

$C_{\mu}, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	turbulent model constants	D	rod diameter
D_H	hydraulic diameter	$f_{\epsilon 1}, f_{\epsilon 2}$	damping factor
g	gap thickness	k	turbulent kinetic energy
n	anisotropic factor	Nu	Nusselt number
p	pressure	P	rod pitch
P/D	pitch to diameter	Pe	Péclet number
P_k	turbulent kinetic energy production rate	Pr	Prandtl number
Pr_T	turbulent Prandtl number		
$Pr_{T\theta}$	anisotropic turbulent Prandtl number	r	radial coordinate
Re	Reynolds number based on hydraulic diameter	u^*	friction velocity
T	temperature	U	mean axial velocity
u_i	velocity fluctuation of i direction		
u	time-averaged velocity in direction of mean flow		
U_i	mean velocity of i direction	$\overline{u_i u_j}$	Reynolds stress
x_i	coordinate of i direction	W	wall pitch
y	normal distance from the wall	\hat{y}	profile length
Greek			
α, α_T	molecular and heat diffusivity	δ_{ij}	Kronecker delta
ϵ	dissipation rate of turbulent kinetic energy	ϵ_H	eddy heat diffusivity
ϵ_M	eddy momentum diffusivity	θ	azimuthal coordinate
ν, ν_T	molecular kinematic and eddy viscosity		
ν_{ij}	anisotropic eddy viscosity	ρ	density
σ_k	Prandtl number for turbulent kinetic energy		
σ_ϵ	Prandtl number for turbulent kinetic energy dissipation rate		
Subscript			
r	radial direction	θ	azimuthal direction
Symbol			
overbar	average	prime	fluctuation
super +	dimensionless variable nondimensionalized with u^* and ν		



(a) 삼각 배열



(b) 사각 배열

그림. 1 봉다발 구조의 도식도

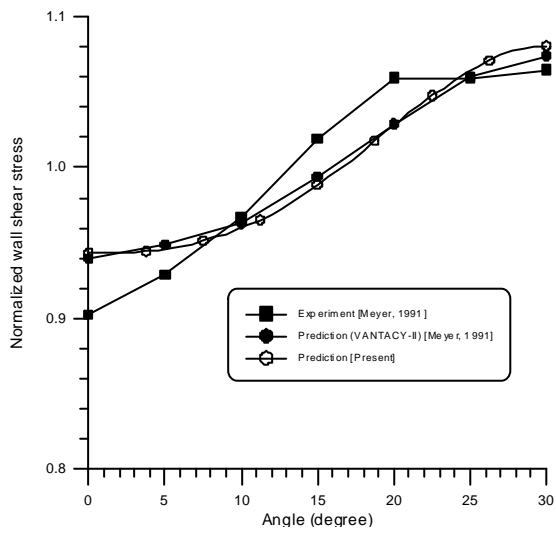


그림.2 벽면 전단응력 분포
($P/D = 1.12$)

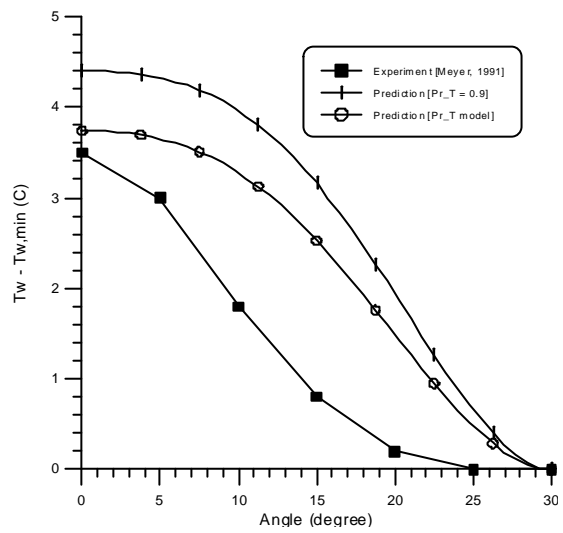
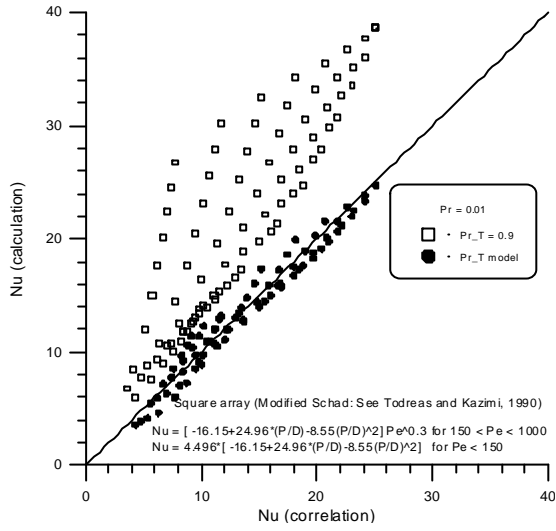
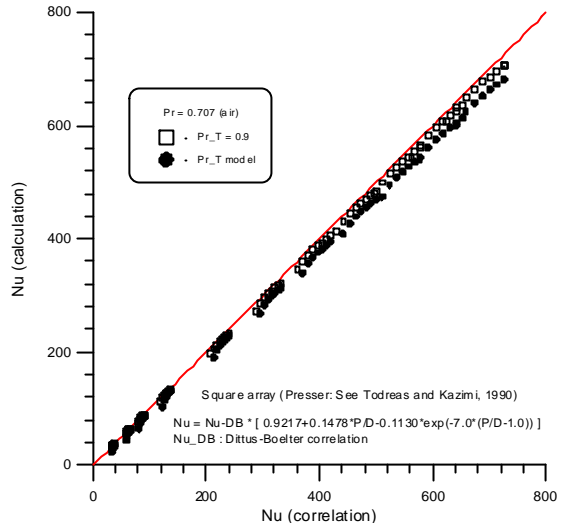


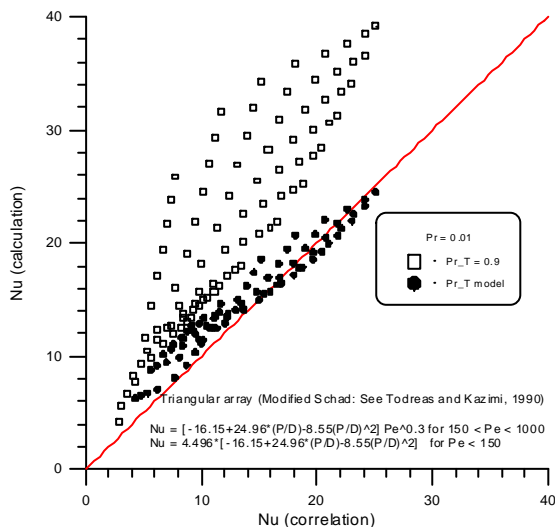
그림.3 벽면 온도 분포
($P/D = 1.12$)



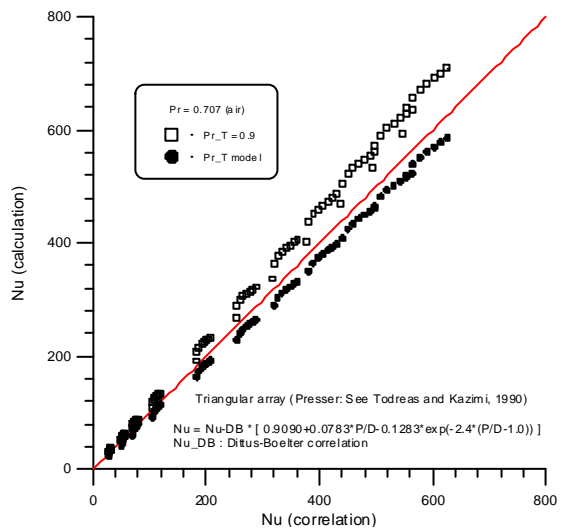
(a) $Pr = 0.01$ (사각 배열)



(b) $Pr = 0.707$ (사각 배열)



(c) $Pr = 0.01$ (삼각 배열)



(d) $Pr = 0.707$ (삼각 배열)

그림. 4 실험과 평가 결과의 Nusselt 수 비교